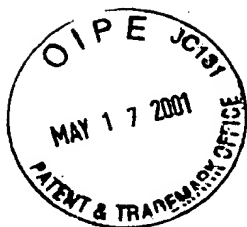


09/7/4, 193



日 本 国 特 許 庁
PATENT OFFICE
JAPANESE GOVERNMENT

別紙添付の書類に記載されている事項は下記の出願書類に記載されている事項と同一であることを証明する。

This is to certify that the annexed is a true copy of the following application as filed with this Office.

出 願 年 月 日

Date of Application:

1999年11月18日

出 願 番 号

Application Number:

平成11年特許願第328333号

出 願 人

Applicant (s):

株式会社東芝

RECEIVED

MAY 21 2001

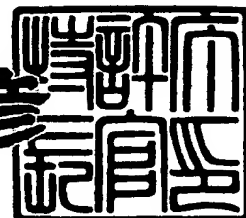
Groom 2100

RECEIVED
MAY 30 2001
TECHNOLOGY CENTER 2800

2000年 6月29日

特許庁長官
Commissioner,
Patent Office

近 藤 隆 彦



出証番号 出証特2000-3053790

【書類名】 特許願

【整理番号】 A009907045

【提出日】 平成11年11月18日

【あて先】 特許庁長官 殿

【国際特許分類】 G06E 1/00

【発明の名称】 量子情報処理方法および量子情報処理装置

【請求項の数】 10

【発明者】

 【住所又は居所】 神奈川県川崎市幸区小向東芝町 1 番地 株式会社東芝研
 究開発センター内

 【氏名】 市村 厚一

【発明者】

 【住所又は居所】 神奈川県川崎市幸区小向東芝町 1 番地 株式会社東芝研
 究開発センター内

 【氏名】 棚本 哲史

【特許出願人】

 【識別番号】 000003078

 【氏名又は名称】 株式会社 東芝

【代理人】

 【識別番号】 100058479

 【弁理士】

 【氏名又は名称】 鈴江 武彦

 【電話番号】 03-3502-3181

【選任した代理人】

 【識別番号】 100084618

 【弁理士】

 【氏名又は名称】 村松 貞男

【選任した代理人】

 【識別番号】 100068814

【弁理士】

【氏名又は名称】 坪井 淳

【選任した代理人】

【識別番号】 100092196

【弁理士】

【氏名又は名称】 橋本 良郎

【選任した代理人】

【識別番号】 100091351

【弁理士】

【氏名又は名称】 河野 哲

【選任した代理人】

【識別番号】 100088683

【弁理士】

【氏名又は名称】 中村 誠

【選任した代理人】

【識別番号】 100070437

【弁理士】

【氏名又は名称】 河井 将次

【手数料の表示】

【予納台帳番号】 011567

【納付金額】 21,000円

【提出物件の目録】

【物件名】 明細書 1

【物件名】 図面 1

【物件名】 要約書 1

【プルーフの要否】 要

【書類名】 明細書

【発明の名称】 量子情報処理方法および量子情報処理装置

【特許請求の範囲】

【請求項 1】 それぞれ少なくとも 3 つのエネルギー状態を有する複数の物理系の量子状態によって情報を表わし、該情報を処理する方法であって、

各物理系は、各エネルギー状態間の遷移のうちの 2 つの遷移が光学的に遷移可能であり、残り 1 つの遷移で結ばれる 2 つの状態のどちらか一方で表わされる量子状態、または両方の状態を重ね合わせた量子状態によってビット情報を表わし

、
少なくとも前記 2 つの遷移の遷移エネルギーに対応する 2 波長のパルス光を時間的に一部重ねて照射して、個々の物理系または物理系全体の量子状態を変え、

パルス光の周波数によって、量子状態を変える物理系を選択することを特徴とする量子情報処理方法。

【請求項 2】 情報を表す複数の物理系が固体中に保持されており、前記 2 つの遷移の遷移エネルギーが、物理系の周囲の局所場によって、物理系ごとに異なることを特長とする請求項 1 記載の量子情報処理方法。

【請求項 3】 情報を表す複数の物理系が固体中に含まれるイオンであり、各物理系の 3 つのエネルギー状態のうちの 2 つが、イオンの核スピンに起因する超微細構造分裂によって生じる近接 2 準位であることを特徴とする請求項 1 記載の量子情報処理方法。

【請求項 4】 遷移周波数が所定の範囲に含まれる複数の物理系ごとに、対応する 1 ないし 2 つの遷移周波数を中心周波数とするパルス光によってその量子状態を変えることを特長とする請求項 1 または 2 記載の量子情報処理方法。

【請求項 5】 量子情報処理が計算であることを特徴とする請求項 1 ないし 4 いずれか 1 項記載の量子情報処理方法。

【請求項 6】 情報を表す複数の物理系を 2 以上の光反射面を備える共振器の中に配置して、共振器モードによって複数の物理系の間に量子力学的相互作用を生じさせることを特徴とする請求項 1 ないし 4 いずれか 1 項記載の量子情報処理方法。

【請求項 7】 情報を表わす複数の物理系が固体中の原子、イオン、または分子であり、該固体の表面を研磨し、前記研磨した面に光反射用の多層膜コーティングを形成して、該固体の表面を共振器の光反射面として用いることを特徴とする請求項 6 記載の量子情報処理方法。

【請求項 8】 量子状態によって情報を表わし、それぞれ少なくとも 3 つのエネルギー準位を有する複数の物理系であって、各エネルギー準位間の遷移のうち 2 つが光学的に遷移可能であり、それらの遷移周波数が個々の物理系で異なり不均一幅で分布する複数の物理系と、

内部に前記複数の物理系を保持し、前記光学的に遷移可能な遷移のうちの一方の遷移にその不均一幅の範囲内で共鳴する共振器モードを有する共振器とを有することを特徴とする量子情報処理装置。

【請求項 9】 複数の物理系に照射してその量子状態を操作または検出するための、前記光学的に遷移可能な 2 つの遷移にその不均一幅の範囲内で共鳴する 2 以上の異なる周波数を持つコヒーレント光の光源と、

物理系に照射した光の透過光強度または物理系の発光強度を検出するための検出器と

をさらに備えることを特徴とする請求項 8 記載の量子情報処理装置。

【請求項 10】 物理系に照射する光の強度変化に合わせて物理系に磁場または電場を印加する手段をさらに有することを特徴とする請求項 8 記載の量子情報処理装置。

【発明の詳細な説明】

【0001】

【発明の属する技術分野】

本発明は、固体素子を用いた量子情報処理、特に光で動作し、量子ビットの拡張性の高い量子情報処理方法および装置に関する。

【0002】

【従来の技術】

原子の基底状態と励起状態のような量子力学的な状態を"0"と"1"に対応させ、それらの量子状態 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ やその重ね合わせの状態 $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ (α 、 β は複素

数)で情報を表し、量子力学的な過程で情報処理を行う新しい情報処理方法が提案されている。この量子情報処理による計算機である量子コンピューターがBenioff (P. Benioff, Phys. Rev. Lett. 48, 1581 (1982))、Feynman (R. P. Feynman, Found. Phys. 16, 507 (1986))、Deutsch (Proc. Roy. Soc. London Ser. A 400, 96(1985))らにより提案、定式化され、現在盛んに研究されている。

【0003】

従来の計算機(古典計算機)では情報を担うビットは"0"か"1"のいずれかの値を取るが、量子計算におけるビットは $|0\rangle$ と $|1\rangle$ だけではなく、その重ね合わせの状態 $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ をとる。このようなビットを量子ビットと呼ぶ。量子計算では、この量子ビットを複数個(N個)同時に扱い、全体にゲート動作と呼ばれるユニタリー変換を施すことで演算を行う。N個の量子ビットは 2^N 個の数を同時に表していることになるため、 2^N 個の並列計算ができることになり、ある問題に対して非常に早い計算が可能になる。

【0004】

このように、量子計算機は古典計算機を質的に凌駕する潜在能力があり、将来の情報処理技術、計算技術として期待されている。しかしその実現は、非常に困難と考えられていた。なぜなら、量子状態の重ね合わせの状態を計算の間保ったり、あるいはゲート操作による意図した状態変化以外の変化が起きないようにすることは現実的には難しく、さらに量子計算に必要な、量子力学的にコヒーレンシーを保ったままの量子ビット間の結合も難しい問題であった。

【0005】

しかしその中でも、いくつか量子計算を実行可能な物理系の提案があり、最近ではデモンストレーション的な実験も行われている。

【0006】

一つは、CiracとZollerが理論的に提案したイオントラップを利用する方法である(J. I. Cirac and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. 74, 4091 (1995))。この方法では、イオン一つずつを μm オーダー以上お互い離して極低温の電磁トラップ中に保持し、イオンの電子励起準位と集団振動の準位を利用する。集団振動の準位はすべてのイオンの重心運動に関わる振動励起状態であり、量子ビットで

ある個々のイオンを結合する役割がある。トラップ中の単独のイオンは外界からの余計な相互作用を受けにくく、量子計算の大前提である重ね合わせの状態を長く保つことが可能である。ただし、極低温のイオントラップという大掛かりな装置を用いなくてはならず、素子の小型化が困難である。また、量子ビットはイオンの位置で区別され、空間的に絞ったレーザー光をトラップ中に並べたイオンを狙い撃ちするように照射される。こうして選択的にレーザーを作用させることで、個々の量子ビットを区別した演算操作を行う。そのため、各イオンを少なくとも光の波長程度以上に互いに離さなくてはならず、素子の集積度、量子ビットの拡張性にも限界がある。

【0007】

もう一つの実験可能な物理系として、分子中の原子の核スピンを量子ビットとして利用した、NMR量子計算機の提案が知られている(N. A. Gershenfeld, I. Chuang, Science 275, 350 (1997))。この方法では、分子内の原子の核スピンを量子ビットとして利用する。溶液内の分子に磁場を印加すると核スピンのエネルギー準位がゼーマン分裂を起こす。この分裂した準位に共鳴する高周波電磁場を作用させることで核スピンの量子状態、すなわち量子ビットを操作し計算させようというアイデアである。ゼーマン分裂の大きさは原子の種類によって異なり、また同種の原子であっても分子のどこに位置するかで異なるため、高周波電磁場の周波数によって共鳴する核スピンを選択し、単独の量子ビットを操作することができる。このNMR量子計算では、3ビットまでの計算のデモンストレーションが行われている。しかしこの方法では、それぞれの分子が1個の計算機として働くため、量子ビットを自由に増やせないという問題点があった。

【0008】

以上の2つの例は、量子ゲート動作や簡単な計算アルゴリズムの実行まで実験されている、現在最も進んだ研究例である。しかし上述のように、実用的な量子計算のためには、量子ビットの拡張性に問題がある。また、これらの例では、トラップ中の単一イオンや、溶液中の分子の核スピンを量子ビットとして利用しているが、素子化には、取り扱いが容易で、小型化・集積化に有利な固体の量子ビットを用いた量子計算が望まれている。

【0 0 0 9】

このような固体素子を用いた量子計算を目指した研究として、ジョセフソン接合を利用した量子ビットの実験が知られている (Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin, and J. S. Tsai, *Nature* 398, 786 (1999))。Nakamuraらは、超伝導状態にある微小電極を用いて、電子数が異なる2状態の重ねあわせの状態を作り出すことに成功している。しかしこの場合は、量子ビットの作成や複数量子ビット間の結合に、高度な微細加工を必用とし、また多量子ビットをコヒーレントに結合する有効な方法は明らかでない。

【0 0 1 0】

さらに別の提案として、金属原子や分子をフラーレンの中に入れ、フラーレンの π 電子の電子状態を利用した量子ビットおよび量子計算の提案がある (福見他、特開平 1 0 - 2 5 4 5 6 9 号公報)。そこでは、フラーレンの炭素数や金属原子、分子の種類によって、個々のフラーレンを π 電子励起するための光の周波数が異なることを利用して、照射光波長で量子ビットとなるフラーレンを選択し、演算操作を行なうという提案がされている。量子ビット間結合は、フラーレン間をカーボンナノチューブで結合することで生じさせる。言い換えれば、NMR 計算機における分子のかわりに、フラーレンを原子、カーボンナノチューブを原子間結合とした人工的にくみ上げた分子を利用する。しかしこの方法では、量子ビットの結合に高度な微細加工技術あるいは合成技術を要すると考えられ、多数の量子ビットへの拡張は困難であると考えられる。また、許容遷移で結ばれた π 電子準位の励起状態と基底状態の2準位を量子ビットに利用しているため、緩和によるデコヒーレンスが大きく、計算に必要な十分な時間のあいだ重ね合わせの状態を保つのが困難と予想される。

【0 0 1 1】

以上のように、従来の方法では、長時間コヒーレンシーを保つことが可能で、簡単なゲート動作などが既に実現している物理系では、トラップ中の単独イオンであるとか、溶液中の分子を利用するため、固体に比べて扱いが難しく、小型化・集積化が可能な素子化が難しく、また量子ビットの拡張性も低い。また固体素子を用いた提案では、その量子ビットの操作方法や量子ビットを構成する材料の

ためにデコヒーレンスが早く重ねあわせの状態を保ちににくく、また、量子ビット間を実空間内で物質を用いて結合する必用があり、非常に高度な微細加工技術が必用で、多数の量子ビット間を結合するのは困難であると考えられる。

【0 0 1 2】

これらの事情により、従来法では量子計算機をその代表例とする量子情報処理用の素子あるいは装置を実現することが困難である。また実現したとしても、装置の小型化、量子ビットの拡張が困難であったり、あるいは困難な超微細加工技術が作成に必用であり、実用的な多量子ビットの量子情報処理装置を現実的な作成手段で実現することはできなかった。

【0 0 1 3】

【発明が解決しようとする課題】

上述したように、十分なデコヒーレンス時間で重ねあわせの状態を持ち、ゲート操作中も意図した状態変化以外のデコヒーレンスが少ない、多数の量子ビットを用いた、コンパクトで実用的な量子情報処理を実行しようとしても、小型化、集積化が可能な固体素子を利用しようとする、量子ビットを実現する物理系の点からはデコヒーレンス時間が早く、また素子作成の点からは配線のために高度な超微細加工技術や合成技術が必要である。そのため、実際には単一イオンや溶液中の分子を利用した、少数量子ビットの量子情報処理装置しか実現しないという上述の不具合を除く量子情報処理方法は、従来知られていなかった。

【0 0 1 4】

本発明は上記事情を考慮してなされたもので、その目的とするところは、困難な微細加工や化学合成、結晶成長プロセスによる配線を必要とせず、十分なデコヒーレンス時間で重ねあわせの状態を持ち、ゲート操作中も意図した状態変化以外のデコヒーレンスが少ない、多数の量子ビットを用いた、コンパクトで実用的な量子情報処理を行なう方法、および量子情報処理装置を提供することである。

【0 0 1 5】

言い換えれば、量子ビットの空間的位置に全く関係なく周波数領域で量子ビットを区別し定義することが可能で、配線や微細加工を必要とせず、かつ集積度、量子ビットの拡張性が高く、コヒーレンシーも良い実用的な量子情報処理方法お

よび装置を提供することである。

【0016】

【課題を解決するための手段】

前述の問題点を解決するために、本発明にかかわる量子情報処理方法（請求項1）では、それぞれ少なくとも3つのエネルギー状態を有する複数の物理系の量子状態によって情報を表わし、該情報を処理する方法であって、各物理系は、各エネルギー状態間の遷移のうちの2つの遷移が光学的に可能であり、残り1つの遷移で結ばれる2つの状態のどちらか一方で表わされる量子状態、または両方の状態を重ね合わせた量子状態によってビット情報を表わし、少なくとも前記2つの遷移の遷移エネルギーに対応する2波長のパルス光を時間的に一部重ねて照射して、個々の物理系または物理系全体の量子状態を変え、パルス光の周波数によって、量子状態を変える物理系を選択することを特徴とする。

【0017】

そのため、情報を表す量子ビットとして、光学的に遷移可能ではない2準位の重ね合せ状態を利用することができ、緩和によるデコヒーレンスを軽減することが可能である。また量子ビットの操作に2つのレーザー光を利用し、上準位に励起することなく下2準位の重ね合わせの状態を変化させることが可能なポピュレーション・トラッピングを応用したアディアバティック・パッセージ（adiabatic passage）と呼ばれる手法が利用できるようになり、ゲート動作中の上準位からの緩和によるデコヒーレンスの影響を押さえることができる。さらに照射レーザー波長で量子ビットを選択するため、波長オーダーの空間内に多数の量子ビットを集積させることが可能である。

【0018】

また、本発明にかかわる別の量子情報処理方法（請求項2）では、請求項1の量子情報処理方法において、情報を表す複数の物理系が固体中に保持されており、前記2つの遷移の遷移エネルギーが、物理系の周囲の局所場によって、物理系ごとに異なることを特長とする。そのため、固体素子でデコヒーレンスの小さい、集積度の大きい量子情報処理を実現することが可能である。

【0019】

また、本発明に関わる別の量子情報処理方法（請求項 3）では、請求項 1 の量子情報処理方法において、情報を表す複数の物理系が固体中に含まれるイオンであり、各物理系の 3 つのエネルギー状態のうちの 2 つが、イオンの核スピンに起因する超微細構造分裂によって生じる近接 2 準位であることを特徴とする。そのため、固体素子による量子ビットの重ね合わせの状態の保持時間が長く、その間に多くの処理ステップ数の演算操作を行なえる量子情報処理が可能である。

【0020】

また、本発明に関わる別の量子情報処理方法（請求項 4）では、請求項 1 または 2 記載の量子情報処理方法において、遷移周波数が所定の範囲に含まれる複数の物理系ごとに、対応する 1 ないし 2 つの遷移周波数を中心周波数とするパルス光によってその量子状態を変えることを特長とする。そのため、大きな読み出し信号得ることができ、また単一ではなく複数の粒子で 1 量子ビットを表すため、誤りを軽減することが可能である。

【0021】

また、本発明に関わる別の量子情報処理方法（請求項 5）では、請求項 1 から請求項 4 の量子情報処理方法において、量子情報処理が計算であることを特徴とする。そのため、請求項 1 から請求項 4 により実現される特長を持った量子計算が実行できる。

【0022】

また、本発明に関わる別の量子情報処理方法（請求項 6）では、請求項 1 から請求項 4 までの量子情報処理方法において、情報を表す複数の物理系を複数の光反射面を備える共振器の中に配置して、共振器モードによって複数の物理系の間に量子力学的相互作用を生じさせることを特徴とする。そのため、量子ビットとなる物理系が固体中のどこにあらうとその位置に関係なく量子ビット間を結合することが可能で、困難な超微細加工技術を用いることなく、無配線で、しかも光の角周波数で量子ビットを選択するため高い集積度で量子情報処理を行なうことが可能である。

【0023】

また、本発明に関わる別の量子情報処理方法（請求項 7）では、請求項 6 の量

子情報処理方法において、情報を表わす複数の物理系が固体中の原子、イオン、または分子であり、該固体の表面を研磨し、前記研磨した面に光反射用の多層膜コーティングを施して、該固体の表面を共振器の光反射面として用いることを特徴とする。そのため、小型の共振器を備えた固体素子による量子ビットによる量子情報処理が可能であり、また共振器を微小にできるため、共振器による結合効果を強めることが可能である。

【 0 0 2 4 】

なお、本発明においては、固体は球形または円板状であっても良く、またそれらの曲面表面に施されたコーティングによって光が全反射されて固体内部に閉じ込められるようにしても良い。

【 0 0 2 5 】

また本発明による量子情報処理装置（請求項 8）では、量子状態によって情報を表わし、それぞれ少なくとも 3 つのエネルギー準位を有する複数の物理系であって、各エネルギー準位間の遷移のうち 2 つが光学的に遷移可能であり、それらの遷移周波数が個々の物理系で異なり不均一幅で分布する複数の物理系と、内部に前記複数の物理系を保持し、前記光学的に遷移可能な遷移のうちの一方の遷移にその不均一幅の範囲内で共鳴する共振器モードを有する共振器とを有することを特徴とする。

【 0 0 2 6 】

そのため、困難な微細加工や科学合成、結晶成長プロセスによる配線を必要とせず、十分なデコヒーレンス時間で重ねあわせの状態を持ち、ゲート操作中も意図した状態変化以外のデコヒーレンスが少ない、多数の量子ビットを用いた、コンパクトで実用的な量子情報処理装置となっている。

【 0 0 2 7 】

また、本発明に関する別の量子情報処理装置（請求項 9）では、請求項 8 記載の量子情報処理装置において、複数の物理系に照射してその量子状態を操作または検出するための、前記光学的に遷移可能な 2 つの遷移にその不均一幅の範囲内で共鳴する 2 以上の異なる周波数を持つコヒーレント光の光源と、物理系に照射した光の透過光強度または物理系の発光強度を検出するための検出器とをさらに

備えることを特徴とする。

【0028】

そのため、データ入力、演算、あるいは結果読みだし用の光源を備え、検出器による検出結果を電気信号等に変換または記録することが可能な量子情報処理装置となっている。

【0029】

また、本発明に関わる別の量子情報処理装置（請求項10）では、請求項8の量子情報処理装置において、物理系に照射する光の強度変化に合わせて物理系に磁場または電場を印加する手段をさらに有することを特徴とする。そのため、縮退した準位を分裂させ、それぞれを量子状態の保持に利用することなどが可能となり、自由度の大きい量子情報処理が可能となる。

【0030】

【発明の実施の形態】

本発明の量子情報処理方法の大きな特徴は、以下の3つである。

【0031】

（1）量子ビットとして3準位から構成される物理系を用い、光による量子ビットの操作に際して、3準位系に2波長の光を作用させた場合に誘起されるポピュレーション・トラッピングを利用したアディバティック・パッセージという手法を利用できる点。

【0032】

（2）量子ビットとして、準位間の遷移周波数がお互い異なる物理系を用い、光による量子ビットの操作に際して、光の周波数を操作したい量子ビットの遷移周波数に共鳴させることで、個々の量子ビットを独立に操作することを可能としている点。

【0033】

（3）制御NOT動作などの、2量子ビット以上の関わるゲート動作に必要な量子ビット間の結合を、共振器を設け、共通の共振器モードにそれぞれの量子ビットの遷移を結合させることで実現する点。

【0034】

これらの特徴を実現する本発明の方法によって、量子ビットの空間的位置に全く関係なく周波数領域で量子ビットを区別し定義することが可能で、配線や微細加工を必要とせず、かつ集積度、量子ビットの拡張性が高く、コヒーレンシーも良い実用的な量子計算を可能にすることができる。

【0035】

なぜなら、配線や微細加工技術によらずに量子ビットを選択できるならば、簡単に現実的な方法により量子ビットの集積度があげられ、現在の計算機を超えた量子計算機実現に対し大きなメリットとなる。そのためには、個々の量子ビットを空間的位置ではなく周波数領域で定義し区別するのが良い。その場合、量子ビットを結合させるには、お互いに量子力学的な相互作用を及ぼし合うようにすれば良いが、通常この量子ビット間に自然に存在する相互作用は、位相緩和を促進する働きがあり、量子情報処理の大前提である重ね合わせの状態を生成する妨げとなる。従ってなるべく外界との相互作用のない、孤立した系を量子ビットとして利用することになる。このような孤立した量子ビット間に、コヒーレンシーを失わないように、人工的によく制御された形で、相互作用を導入するには、共振器を設けその共通モードへ各々の量子ビットを結合させるのがよい方法である。共振器モードへの結合によりゲート操作を行なうには、3準位からなる系が必用であるが、この3準位系は、アディアバティック・パッセージという方法により、自然放出によるデコヒーレンスの影響を受けないゲート操作を可能とし、また光学的に遷移可能でない2準位の重ね合わせの状態を量子ビットとすることができ、デコヒーレンスの起こりにくい、処理ステップ数の大きい量子計算が可能になる。

【0036】

このようにして、上記のような実用的な量子計算が可能になる。

【0037】

本発明の方法は、特に遷移エネルギーが不均一に分布した固体中の物理系をそのまま量子ビットとして利用するのに有効である。特に、希土類イオンを分散させた酸化物結晶、中でも母体結晶に核スピンほとんど含まない Y_2SiO_5 結晶中の Pr^{+3} では、核スピンの位相緩和時間が長く、常圧の液体ヘリウムで到達可能

な 4 K 程度でも、光照射下で数十 μ s の間、核スピンによる超微細構造分裂で生じた 2 準位の重ね合わせの状態が保てることが分かっている (K. Ichimura, K. Yamamoto, and N. Gemma, Phys. Rev. A 58, 4116 (1998).)。これは固体では特異的に長い時間である。このような物質に本発明の方法を適用することにより、実用的な量子計算が可能になる。

【0038】

以下に本発明の作用について詳細に説明する。

【0039】

本発明では、3つのエネルギー準位を有する物理系を用意する。そのエネルギー準位のうち、エネルギーの低い方から順に、 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 、 $|e\rangle$ と表すことにする。また $|0\rangle$ と $|e\rangle$ の間と、 $|1\rangle$ と $|e\rangle$ の間が、光学的に遷移可能であるとする。また、 $|0\rangle$ と $|1\rangle$ の間は、実質的に光学的に遷移不可能であるとする。このような物理系を一つの量子ビットとし、下 2 準位の重ね合わせの状態

$$\alpha |0\rangle + \beta |1\rangle \quad (\alpha, \beta \text{ は複素数}) \quad (1)$$

で情報を表す。

【0040】

このような重ね合わせの状態を生成するには、 $|0\rangle - |e\rangle$ 間遷移の遷移周波数 ν_{0e} 、 $|1\rangle - |e\rangle$ 間遷移の遷移周波数 ν_{1e} にそれぞれ共鳴する、周波数 ν_A の光 A と周波数 ν_B の光 B を照射する。それぞれの光と物理系の相互作用の大きさは、遷移双極子モーメント μ と光の電場の大きさ E に式 (2) のように依存するラビ周波数と呼ばれる量 ν_{Rabi} で表される。

【0041】

$$\nu_{\text{Rabi}} = \mu E / \hbar \quad (\hbar \text{ はプランク定数}) \quad (2)$$

光 A と光 B の照射で $|0\rangle$ と $|1\rangle$ が重なり合い、式 (3) で表される重ね合わせの状態 $|PT\rangle$ が生成される。

【0042】

$$\begin{aligned} |PT\rangle = & (\nu_{\text{Rabi},0e}^2 + \nu_{\text{Rabi},1e}^2)^{-1/2} \cdot \nu_{\text{Rabi},1e} \cdot |0\rangle \\ & - (\nu_{\text{Rabi},0e}^2 + \nu_{\text{Rabi},1e}^2)^{-1/2} \cdot \nu_{\text{Rabi},0e} \cdot |1\rangle \end{aligned} \quad (3)$$

ただし、 $\nu_{\text{Rabi},0e}$ 、 $\nu_{\text{Rabi},1e}$ は、

$$\nu_{\text{Rabi},0e} = \mu_{0e} \cdot E_A / \hbar \quad (4)$$

(μ_{0e} は $|0\rangle - |e\rangle$ 間遷移の遷移双極子モーメント、 E_A は光Aの電場の大きさ)

$$\nu_{\text{Rabi},1e} = \mu_{1e} \cdot E_B / \hbar \quad (5)$$

(μ_{1e} は $|1\rangle - |e\rangle$ 間遷移の遷移双極子モーメント、 E_B は光Bの電場の大きさ)

と表される。 $|PT\rangle$ はポピュレーション・トラッピング (population trapping) 状態、あるいはダーク・ステート (dark state) と呼ばれる。式(3)に示されるように、2状態が重ね合わされる割合は、ラビ周波数、すなわち光強度で制御できる。この様子を図1に示す。

【0043】

$|PT\rangle$ は光A、光Bと物理系との相互作用を表すハミルトニアン

$$H = \hbar \cdot \nu_{\text{Rabi},0e} \cdot |e\rangle \langle 0| + \hbar \cdot \nu_{\text{Rabi},1e} \cdot |e\rangle \langle 1| + \text{h.c.} \quad (\text{h.c.: エルミート共役}) \quad (6)$$

の固有状態であり、光と分離した変化しない状態、すなわち、 $\langle 0|$ 、 $\langle 1|$ から $\langle e|$ への遷移に共鳴する光が存在するにもかかわらず、 $\langle e|$ への遷移が起こらない状態となる。

【0044】

ここで、光Aと光Bの強度を変化させて $\nu_{\text{Rabi},0e} \ll \nu_{\text{Rabi},1e}$ から $\nu_{\text{Rabi},1e} \ll \nu_{\text{Rabi},0e}$ へと断熱的に変化させることを考える。断熱的というのは、変化の間も常時 $|PT\rangle$ が固有状態にあるとみなせることを意味する。すなわち時間に依存するラビ周波数、 $\nu_{\text{Rabi},0e}(t)$ 、 $\nu_{\text{Rabi},1e}(t)$ によって時間に依存する“固有状態” $|PT\rangle(t)$ が

$$\begin{aligned} |PT\rangle(t) = & (\nu_{\text{Rabi},0e}(t)^2 + \nu_{\text{Rabi},1e}(t)^2)^{1/2} \cdot \nu_{\text{Rabi},1e}(t) \cdot |0\rangle \\ & - (\nu_{\text{Rabi},0e}(t)^2 + \nu_{\text{Rabi},1e}(t)^2)^{1/2} \cdot \nu_{\text{Rabi},0e}(t) \cdot |1\rangle \end{aligned} \quad (7)$$

と表され、物理系は、変化の間も上準位 $|e\rangle$ に励起されることはない。

【0045】

式(7)から分かるように、始め $|PT\rangle(t) = |0\rangle$ にあった物理系は、変化後は $|$

$PT>(t) = |1>$ に移行する（図 2）。しかも変化の間も上準位 $|e>$ に励起されることがないため、 $|e>$ からの自然放出というランダムな過程によって物理系の状態変化の過程が乱されることがない。また断熱的であるための光強度の変化の速さの条件は、光強度に依存し、光強度を増せば早い“断熱的”状態変化が可能である。

【0 0 4 6】

このようにして、物理系を乱すことなく1つの量子ビットの状態を操作することが可能になる。この操作により、1量子ビットの量子ゲートを実行することができる。

【0 0 4 7】

量子計算を実行するためには、このような物理系を複数個用意して、お互いを区別して、個別に1量子ビット操作を実行できることが望ましい。以降では複数の量子ビット、あるいはそれに対応する物理系を考え、それらを区別するために下付きの添え字 i を用いて、 $|0>_i$ 、 $|1>_i$ 、 $|e>_i$ のように表す。例えば結晶中の希土類イオンを量子計算あるいは量子情報処理に利用する場合には、 $|0>_i$ 、 $|1>_i$ 、 $|e>_i$ は、結晶中 i 番目のイオンの3つのエネルギー準位を表す。

【0 0 4 8】

本発明では、この i 番目の物理系を選択し量子ゲートを実行するために、物理系として一般に互いに遷移周波数の異なるものを用意する。結晶中の希土類イオンの場合には、例えばイオンの遷移周波数が不均一幅と呼ばれる幅を持って分布していることを利用する。

【0 0 4 9】

i 番目の物理系の $|0>_i - |e>_i$ 間、 $|1>_i - |e>_i$ 間、 $|0>_i - |1>_i$ 間の遷移周波数をそれぞれ $\nu_{0e,i}$ 、 $\nu_{1e,i}$ 、 $\nu_{01,i}$ とする。このような物理系が複数混在する場所に周波数 ν_A 、 ν_E の光 A、光 B を照射すると、遷移周波数が $\nu_{0e,j} = \nu_A$ 、 $\nu_{1e,j} = \nu_E$ である物理系が光の影響を受け、ポピュレーション・トラッピング状態になり、上記の量子ゲート動作が可能になる。実際には、遷移周波数 ν_{0e} 、 ν_{1e} ではった遷移周波数空間内で (ν_A, ν_B) 近傍のある範囲内に入る物理系が光の影響を受け有効に量子ゲート動作を行なえるようになる。その範囲は、 $\nu_{0e} -$

ν_{1e} 平面上で、点(ν_A , ν_E)を通る直線、

$$\nu_{1e} = \nu_{0e} + \nu_B - \nu_A \quad (8)$$

にそった、幅約 $(\nu_{\text{Rabi},0e}^2 + \nu_{\text{Rabi},1e}^2)^{1/2} / 2^{1/2}$ 、長さが $|0\rangle - |e\rangle$ 、 $|1\rangle - |e\rangle$ 遷移の均一幅程度の領域内である。図3にその領域を図示する。

【0050】

この領域内に物理系が一つ含まれるようにすれば、一つの物理系が1量子ビットを表すことになる。また多数の物理系が含まれるようにすれば、その物理系のグループの量子状態で1量子ビットを表すことができる。

【0051】

従って、 ν_{0e} ・ ν_{1e} 平面上で分布する物理系を、図3に図示した領域程度を単位にグループ分けし、それぞれを量子ビットとすれば、照射する光の周波数により、どの量子ビットを操作するか選択できる。

【0052】

これらの量子ビットを利用して、量子情報処理、特に量子計算を行なうには、量子ビット同士を量子力学的に結合し、2つの量子ビット間のゲート動作を行なう必要がある。本発明では、物理系を光の共振器の中に設置することで、量子ビット間の結合を実現している。以下にその機構を説明する。

【0053】

共振器中の物理系は、共振器と相互作用する。まず単独の物理系と共振器との相互作用を考える。物理系が双極子遷移許容の準位を有する場合、その遷移双極子モーメントとそれに共鳴する共振器モードとの相互作用ハミルトニアンは、

$$H = \hbar/(2\pi) \cdot g \cdot c^+ |1\rangle \langle e| + \hbar/(2\pi) \cdot g \cdot c |e\rangle \langle 1|, \quad (9)$$

と表される。ただし、共振器モードと相互作用する双極子遷移として $|1\rangle - \langle e|$ 遷移を想定した。式(9)において、 c^+ 、 c はそれぞれ共振器モードの生成、消滅演算子である。また g は次式(10)で表される、共振器モードと物理系との結合定数である。

【0054】

$$g = - (2\pi)(\mu \cdot e \cdot E_c)/\hbar \quad (10)$$

ただし、 μ は遷移双極子モーメントベクトル、 e はモードの偏光ベクトルである

。 E_c は式 (1 1) で表され、着目しているモードの真空場の振幅を表す。

【0 0 5 5】

$$E_c = (\hbar \cdot \nu / (2 \epsilon_0 \cdot V))^{1/2} \quad (1 1)$$

ただし ν はモードの周波数、 ϵ_0 は、真空の誘電率、 V は共振器の体積である。

【0 0 5 6】

次に、この共振器中に、2つの物理系が含まれる場合を考える。

【0 0 5 7】

2つの物理系がそれぞれ有する2つの遷移のうちの片方ずつ、 $\nu_{1e,1}$ 、 $\nu_{1e,2}$ が、共振器モードと共鳴するとする。そこに残りの遷移、すなわち $\nu_{0e,1}$ 、 $\nu_{0e,2}$ とそれぞれ共鳴する光1、光2を照射する。その様子を、図4に模式的に示す。

【0 0 5 8】

この時のハミルトニアンは

【0 0 5 9】

【数 1】

$$H = \sum_{i=1}^2 (\hbar \cdot \nu_{Rabi,i} |0\rangle_{ii} \langle e| + h.c. + (\hbar / (2\pi)) \cdot g \cdot c^\dagger |1\rangle_{ii} \langle c| + h.c.) \quad (1 2)$$

【0 0 6 0】

となる。ただし、 $|0\rangle - |e\rangle$ 遷移および $|1\rangle - |e\rangle$ 遷移の双極子モーメントに関して、個々の物理系の間での違いは無視できるとし、 $\nu_{Rabi,i}$ は、

$$\nu_{Rabi,i} = \mu_{0e} \cdot E_i / \hbar \quad (1 3)$$

(ここで、 μ_{0e} : $|0\rangle - |e\rangle$ 間遷移の遷移双極子モーメント、 E_i : 光 i の電場の大きさ)
で表される。

【0 0 6 1】

単一の量子ビットに2波長の光を作用させた場合と同様に、この場合も上準位 $|e\rangle_i$ へ励起されない“ポピュレーション・トラッピング状態”が式 (1 2) の固有状態として存在する。そのうちの2つが次の式 (1 4)、式 (1 5) で表される

ことが知られている。

【0 0 6 2】

$$|PT_0\rangle = |1\rangle_1 |1\rangle_2 |n=0\rangle \quad (14)$$

$$|PT_1\rangle = N_1 (\nu_{\text{Rabi},2} \cdot g \cdot |0\rangle_1 |1\rangle_2 |n=0\rangle + \nu_{\text{Rabi},1} \cdot g \cdot |1\rangle_1 |0\rangle_2 |n=0\rangle \\ - (2\pi) \cdot \nu_{\text{Rabi},1} \cdot \nu_{\text{Rabi},2} \cdot |1\rangle_1 |1\rangle_2 |n=1\rangle) \quad (15)$$

ただし、 N_1 は規格化定数、3番目のケット ($|n=0$ など) \rangle は、フォトンが良い量子数である共振器モードの量子状態を表す。

【0 0 6 3】

この“ポピュレーション・トラッピング状態”を利用して、2量子ビットのゲート動作である制御NOT動作を行なうことが可能である。その一つの方法としては、イオントラップ中に並べた単一イオンの列を共振器モードに結合させ、空間的に絞ったレーザー光で個々のイオンを識別して操作するタイプの量子計算法において提案された、Pellizzariらの方法 (T. Pellizzari, S. A. Gardiner, J. I. Cirac, and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. 75, 3788 (1995).) を利用することができる。以下にPellizzariらの方法を適用してどのように制御NOT動作を行なうか説明する。

【0 0 6 4】

Pellizzariらの方法では、制御NOT動作のために、 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 、 $|e\rangle$ が縮退している準位を用いる。以下の説明でも $|0\rangle$ は $|0\rangle$ と $|0'\rangle$ 、 $|1\rangle$ は $|1\rangle$ と $|1'\rangle$ 、 $|e\rangle$ は $|e\rangle$ と $|e'\rangle$ が縮退していると仮定する。実際の物理系においては、例えば、結晶中の希土類イオンの超微細構造分裂で生じている準位のそれぞれが縮退していることを利用すればよい。この2つの量子ビットに照射するレーザー光強度を制御して、単一量子ビットのアディアバティック・パッセージの場合と同様に、ラビ周波数の条件を、 $\nu_{\text{Rabi},1} \ll \nu_{\text{Rabi},2}$ から $\nu_{\text{Rabi},2} \ll \nu_{\text{Rabi},1}$ へ変化させることを考える。すると式(15)より、“ポピュレーション・トラッピング状態”は

$$|PT_1\rangle = |0\rangle_1 |1\rangle_2 |n=0\rangle \rightarrow |1\rangle_1 |0\rangle_2 |n=0\rangle \quad (16)$$

$$|0'\rangle_1 |1'\rangle_2 |n=0\rangle \rightarrow |1'\rangle_1 |0'\rangle_2 |n=0\rangle \quad (17)$$

のように変化し、この操作は物理系1と2の状態を入れ替える作用がある。

【0065】

まず物理系2個のみが存在する場合を考えたが、共振器の共通モードに結合した多数の物理系を考え、その中のk番目とl番目に注目し、 $\nu_{0e,k}$ 、 $\nu_{0e,l}$ に共鳴するレーザー光を選択的に作用させ、 $\nu_{Rabi,k} \ll \nu_{Rabi,l}$ から $\nu_{Rabi,l} \ll \nu_{Rabi,k}$ へ条件を変化させても、k番目とl番目の物理系の間で式(18)、式(19)で表される、同様の入れ替え操作が可能である。

【0066】

$$|PT_1\rangle = |0\rangle_k |1\rangle_l |n=0\rangle \rightarrow |1\rangle_k |0\rangle_l |n=0\rangle \quad (18)$$

$$|0'\rangle_k |1'\rangle_l |n=0\rangle \rightarrow |1'\rangle_k |0'\rangle_l |n=0\rangle \quad (19)$$

)

このk番目と、l番目の量子ビット間で制御NOT動作を行なうために、それぞれの量子ビットを担う物理系において、情報"0"と情報"1"を表現する量子状態を定義し直す。すなわち、新しく"0"と"1"を表すことにする量子状態 $|0(new)\rangle_k$ 、 $|1(new)\rangle_k$ 、 $|0(new)\rangle_l$ 、 $|1(new)\rangle_l$ をそれぞれ

$$|0(new)\rangle_k = |0\rangle_k \quad (20)$$

$$|1(new)\rangle_k = |1\rangle_k \quad (21)$$

$$|0(new)\rangle_l = |1\rangle_l \quad (22)$$

$$|1(new)\rangle_l = |1'\rangle_l \quad (23)$$

とする。

【0067】

その結果、 $\nu_{0e,k}$ 、 $\nu_{0e,l}$ のレーザーを照射し、 $\nu_{Rabi,k} \ll \nu_{Rabi,l}$ から $\nu_{Rabi,l} \ll \nu_{Rabi,k}$ へ条件を変化させると、 $|0(new)\rangle_k |0(new)\rangle_l$ 、 $|0(new)\rangle_k |1(new)\rangle_l$ 、 $|1(new)\rangle_k |0(new)\rangle_l$ 、 $|1(new)\rangle_k |1(new)\rangle_l$ の4つの量子状態は、次に示す変換を受ける。

【0068】

$$|0(new)\rangle_k |0(new)\rangle_l = |0\rangle_k |1\rangle_l \rightarrow |1\rangle_k |0\rangle_l \quad (24)$$

$$|0(new)\rangle_k |1(new)\rangle_l = |0\rangle_k |1'\rangle_l \rightarrow |1\rangle_k |0'\rangle_l \quad (25)$$

$$|1(new)\rangle_k |0(new)\rangle_l = |1\rangle_k |1\rangle_l \rightarrow |1\rangle_k |1\rangle_l \quad (26)$$

$$|1(new)\rangle_k |1(new)\rangle_l = |1\rangle_k |1'\rangle_l \rightarrow |1\rangle_k |1'\rangle_l \quad (27)$$

次に、外場をかけながらのレーザー照射等により、1番目の物理系の $|1\rangle_1$ と $|1'\rangle_1$ とを入れ替える。すなわち

$$|1\rangle_1 \rightarrow |1'\rangle_1 \quad (28)$$

$$|1'\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_1 \quad (29)$$

最後に、2つのレーザー強度の操作により、最初と逆である、 $\nu_{\text{Rabi},1} \ll \nu_{\text{Rabi},k}$ から $\nu_{\text{Rabi},k} \ll \nu_{\text{Rabi},1}$ への条件変化を行い、k番目と1番目の物理系の状態を入れ替える。

【0069】

以上の一連の操作をまとめると次のようになる。

【0070】

$$\begin{aligned} |0(\text{new})\rangle_k |0(\text{new})\rangle_1 &= |0\rangle_k |1\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_k |0\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_k |0\rangle_1 \\ &\rightarrow |0\rangle_k |1\rangle_1 = |0(\text{new})\rangle_k |0(\text{new})\rangle_1 \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} |0(\text{new})\rangle_k |1(\text{new})\rangle_1 &= |0\rangle_k |1'\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_k |0'\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_k |0'\rangle_1 \\ &\rightarrow |0\rangle_k |1'\rangle_1 = |0(\text{new})\rangle_k |1(\text{new})\rangle_1 \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} |1(\text{new})\rangle_k |0(\text{new})\rangle_1 &= |1\rangle_k |1\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_k |1\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_k |1'\rangle_1 \\ &\rightarrow |1\rangle_k |1'\rangle_1 = |1(\text{new})\rangle_k |1(\text{new})\rangle_1 \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} |1(\text{new})\rangle_k |1(\text{new})\rangle_1 &= |1\rangle_k |1'\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_k |1'\rangle_1 \rightarrow |1\rangle_k |1\rangle_1 \\ &\rightarrow |1\rangle_k |1\rangle_1 = |1(\text{new})\rangle_k |0(\text{new})\rangle_1 \end{aligned} \quad (27)$$

ところで、制御NOT動作とは、ある特定のビット（制御ビット）の状態が”0”ならば別のある特定のビット（標的ビット）はそのまま、制御ビットが”1”の場合は標的ビットが反転する動作をいう。左側に制御ビット、右に標的ビットを並べて動作を表すと、制御NOT動作は次のように表される。

【0071】

$$\begin{aligned} |0\rangle|0\rangle &\rightarrow |0\rangle|0\rangle \\ |0\rangle|1\rangle &\rightarrow |0\rangle|1\rangle \\ |1\rangle|0\rangle &\rightarrow |1\rangle|1\rangle \\ |1\rangle|1\rangle &\rightarrow |1\rangle|0\rangle \end{aligned} \quad (28)$$

従って、上記のレーザー操作により、k番目の量子ビットを制御ビット、1番目の量子ビットを標的ビットとした、制御NOT動作が行われることになる。

【0072】

この制御NOT動作と単一量子ビットへのゲート操作を組み合わせることで、計算を含む量子情報処理を行なうことができるようになる。

【0073】

以上説明したように、本発明によれば、特別な配線や加工を必用とすることなく、レーザー波長を選択することにより量子ビットを選び、1量子ビットおよび2量子ビットのゲート操作を施すことで、量子情報処理を行なうことができる。

【0074】

【実施例】

以下に図面を参照しながら本発明の実施例を説明する。

【0075】

(実施例1)

本発明の一実施例にかかわる量子情報処理を実行するために、 Pr^{3+} イオンを0.05%分散させた $2\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ の Y_2SiO_5 結晶(もとの Y_2SiO_5 の Y^{3+} うち0.05%を Pr^{3+} に置換したもの)を用意した。この結晶をクライオスタット中に保持し、温度を4.2 Kに保った。さらにクライオスタット外部に共振器を設けた。また、結晶中の Pr^{3+} の最低のシュタルク準位 $^3\text{H}_4(1)$ と電子励起状態である $^1\text{D}_2(1)$ の間の遷移に共鳴する 605.98 nm (16502.3 cm^{-1})近辺の ν_A に周波数を合わせたリング色素レーザーのレーザー光Aと、そのレーザー光をもとに音響光学素子で発生させた周波数 $\nu_E = \nu_A - 17.3\text{ MHz}$ のレーザー光Bを用意した。

【0076】

まず、レーザー光Aを 50 mW/cm^2 、レーザー光Bを 5 W/cm^2 の強度で結晶に0.1秒以上照射し、その直後に光Aだけ 5 mW/cm^2 の強度で $1\text{ }\mu\text{s}$ 単独で照射し、発光強度を測定した。つぎに、また、レーザー光Aを 50 mW/cm^2 、レーザー光Bを 5 W/cm^2 の強度で結晶に0.1秒以上照射し、その直後に今度は光Bだけを 5 mW/cm^2 の強度で $1\text{ }\mu\text{s}$ 単独で照射し、発光強度を測定した。その結果、最初の測定値と、次の測定値の比が約3:1となった。これは、光A、光Bによるラビ周波数 $\nu_{\text{Rabi,A}}$ 、 $\nu_{\text{Rabi,B}}$ に応じて、光Aと光Bに同時に共鳴す

る領域のイオンの一部が、 ${}^3\text{H}_4(1)$ の2準位 $|a\rangle$ と $|b\rangle$ からなる以下の重ね合わせの状態、

$$(\nu_{\text{Rabi},A}^2 + \nu_{\text{Rabi},B}^2)^{-1/2} \cdot \nu_{\text{Rabi},B} \cdot |a\rangle - (\nu_{\text{Rabi},A}^2 + \nu_{\text{Rabi},B}^2)^{-1/2} \cdot \nu_{\text{Rabi},A} \cdot |b\rangle$$

になっており、かつ、重ね合わせの状態にないイオンの大部分は重ね合わせに関係しない超微細構造準位に移ってしまっているためだと考えられる。

【0077】

(実施例2)

図5に示した装置を用いて、本発明の一実施例に係る量子計算を実行した。

【0078】

図5において、試料11がクライオスタット（図示せず）内部に保持されている。また試料11は磁場印加用のコイル12によって挟まれている。クライオスタット外部には、共振器13および光検出器14が配置されている。試料11には、外部のリング色素レーザー（図示せず）からレーザー光15が照射される。

【0079】

本発明の一実施例にかかわる量子計算を実行するために、 Pr^{3+} イオンを0.05%分散させた2mm×2mm×2mmの Y_2SiO_5 結晶11を用意した。この結晶11をクライオスタット中に保持し、温度を4.2Kに保った。また、リング色素レーザーの波長を、結晶11中の Pr^{3+} の最低のシュタルク準位 ${}^3\text{H}_4(1)$ と電子励起状態である ${}^1\text{D}_2(1)$ の間の遷移に共鳴する605.98nm（16502.3cm⁻¹）近辺に合わせ、この光を用いて試料11の蛍光励起スペクトルを光検出器14によって測定した。その結果、スペクトル中に、約100kHzにわたり、吸収減少によるわずかなへこみが観測された（図6）。これは、共振器モードとレーザー光により吸収を担うイオンの一部にポピュレーション・トラッピングが起こり、励起されるイオン数が減少したためと考えられる。

【0080】

次に、試料11に静磁場を印加し、超微細構造準位に分裂した各準位の縮退を解き5MHzだけ分離させた。次に、 ${}^3\text{H}_4(1)$ の超微細構造分裂の一つ、10.2MHzおよび17.3MHzの分裂より5MHzだけ低い周波数の2つの振動磁

場を印加し、縮退を分裂させて生じた準位のうちエネルギーの低い方に状態を移した。次に磁場の印加を解除し、周波数を波数 16502.3 cm^{-1} 付近の ν_k に固定したレーザー光 k とそれより周波数が 17.3 MHz だけ低いレーザー光 k' を、レーザー光 k' の強度 (5 W/cm^2) が、レーザー光 k の強度の 100 倍になるように設定して照射し、 17.3 MHz 離れた超微細構造準位のなかの低い方の準位へ状態を写した。これを $|0\rangle_k$ と呼ぶことにした。また、高い方は $|1\rangle_k$ と呼ぶことにした。次に同様の方法で ν_k から 100 MHz だけ離れた周波数 $\nu_l = \nu_k + 100 \text{ MHz}$ の光照射と振動磁場の印加で、 ν_l のレーザー光 l に共鳴するイオンの縮退を解いて生じたエネルギーのうち高い方に移し、さらに 17.3 MHz 離れた超微細構造準位の高い方に移し、最終的に磁場を解除した。この移された先の状態を $|0\rangle_l$ と呼ぶことにした。また、縮退を解いて生じたエネルギーの低い方の準位に相当し、かつ 17.3 MHz 離れた超微細構造準位のエネルギーが高い方に相当する状態は、 $|1\rangle_l$ と呼ぶことにした。

【0081】

このように初期状態を用意して、まずレーザー光 k とレーザー光 l の強度 I_k と I_l とを $I_k \ll I_l$ となるように設定し、約 $1 \mu\text{s}$ で $I_l \ll I_k$ となるように変化させた。その様子を図 7 に示す。ついで静磁場と振動磁場の印加およびレーザー光照射で、 17.3 MHz だけ離れた 2 準位のエネルギーの高い方の準位の縮退が解けて生じた 2 準位間の量子状態を入れ替えた。さらに再びレーザー光 l とレーザー光 k を照射したが今度は、まず $I_l \ll I_k$ となるように設定し、約 $1 \mu\text{s}$ で $I_k \ll I_l$ となるように変化させた。

【0082】

最後に、静磁場と振動磁場、および ν_l のレーザー光照射により、光 l に共鳴するイオンが、静磁場に縮退の解けた準位のどちらに存在するかを調べたところ、エネルギーの高い方、すなわち、 $|0\rangle_l$ に存在することがわかった。

【0083】

次に、再び試料 1 1 に磁場を印加し、超微細構造準位に分裂した各準位の縮退を解き 5 MHz 分離させた。次に、 $^3\text{H}_4(1)$ の超微細構造分裂、 10.2 MHz および 17.3 MHz の分裂より 5 MHz だけ低い周波数の 2 つの振動磁場を印加

し、縮退を分裂させて生じた準位のうちエネルギーの低い方に状態を移した。次に磁場の印加を解除し、周波数を波数 16502.3 cm^{-1} 付近の ν_k に固定したレーザー光 k とそれより周波数が 17.3 MHz だけ低いレーザー光 k' を、レーザー光 k' の強度 (5 W/cm^2) が、レーザー光 k の強度の 100 倍になるように設定して照射し、 17.3 MHz 離れた超微細構造準位のなかの低い方の準位へ状態 $|0\rangle_k$ に状態を移した。次に同様の方法で ν_k から 100 MHz 離れた周波数 $\nu_l = \nu_k + 100 \text{ MHz}$ の光照射と振動磁場の印加で、 ν_l のレーザー光 l に共鳴するイオンを縮退を分裂して生じたエネルギーのうち今度は低い方に移し、 17.3 MHz だけ離れた超微細構造準位の高い方、すなわち $|1\rangle_l$ に移した。

【0084】

この状態で、先ずレーザー光 k とレーザー光 l の強度 I_k と I_l とを $I_k \ll I_l$ となるように設定し、約 $1 \mu\text{s}$ で $I_l \ll I_k$ となるように変化させた。ついで静磁場と振動磁場の印加およびレーザー光照射で、 17.3 MHz だけ離れた2準位のエネルギーの高い方の準位の縮退が解けて生じた2準位間の量子状態を入れ替えた。さらに再びレーザー光 l とレーザー光 k を照射したが今度は、まず $I_l \ll I_k$ となるように設定し、約 $1 \mu\text{s}$ で $I_k \ll I_l$ となるように変化させた。

【0085】

次に、静磁場と振動磁場、および ν_l のレーザー光照射により、光 l に共鳴するイオンが、静磁場で縮退の解けた準位のどちらに存在するかを調べたところ、エネルギーの低い方、すなわち、 $|1\rangle_l$ に存在することがわかった。

【0086】

同様にして、2つのレーザー光による操作を開始する前に、今度は光 k と相互作用するイオンの状態が $|1\rangle_k$ になり、光 l と相互作用するイオンの状態が $|0\rangle_l$ になるように初期状態を設定し、2つのレーザー光を利用した上記の一連の作業の後、最後に光 l と相互作用するイオンの状態を調べたところ、 $|1\rangle_l$ であった。

【0087】

最後に、2つのレーザー光による操作を開始する前の初期状態を、光 k と相互作用するイオンの状態は $|1\rangle_k$ に設定し、光 l と相互作用するイオンの状態は $|1\rangle_l$ に設定して、レーザー照射等による上記と同じ一連の操作の後、最後に光 l と相互

作用するイオンの状態を調べたところ、 $|0\rangle_1$ であった。

【0088】

また、いずれの場合でも、光 k に作用するイオンの状態を調べたところ、2つのレーザー光を利用した上記の一連の作業の前後で、その状態は変化していなかった。

【0089】

以上より、初期状態が $|0\rangle_k|0\rangle_1$ では終状態が $|0\rangle_k|0\rangle_1$ 、初期状態が $|0\rangle_k|1\rangle_1$ では終状態が $|0\rangle_k|1\rangle_1$ 、初期状態が $|1\rangle_k|0\rangle_1$ では終状態が $|1\rangle_k|1\rangle_1$ 、初期状態が $|1\rangle_k|1\rangle_1$ では終状態が $|1\rangle_k|0\rangle_1$ 、となり、制御NOT動作を実現することができた。

【0090】

(実施例3)

実施例2において、 Pr^{3+} を含む結晶11を $2\text{ mm} \times 22\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ の薄い板状に加工し、両面に多層膜コーティングをほどこし、共振器を構成した。多層膜コーティングは誘電体多層膜などであり、上記 ν_A (605.98 nm 近辺)を中心とした挟帯域、高反射率を実現するように形成する。クライオスタットの外側の共振器13を取り除き、実施例2と同様に、先ず蛍光励起スペクトルを測定したところ、やはり約 100 kHz にわたり、吸収減少に起因すると思われるへこみが生じた。その減少量は、クライオスタットの外側に共振器13を設けた場合の数十倍であった。これは共振器体積が減少して、共振器モードとの結合定数が増大した結果と考えられる。この構成においても、実施例2と同様の制御NOT動作を実行することができた。

【0091】

(実施例4)

図8に示した装置を用いて、本発明に係る量子計算を実行した。図8の量子計算機は、冷却手段であるクライオスタット10とアルゴンイオンレーザー励起のリング色素レーザー20とを備えている。レーザー20からのパルス光は音響光学効果素子21と電気光学効果素子22とを介して、光学経路23によってクライオスタット10内に導入される。クライオスタット10内部には、共振器13

が配置されている。共振器 13 内には、試料 11 と、試料 11 に磁場を印加するための 2 つのコイル 12 とが配置されている。コイル 12 は、クライオスタット 10 外部のパルス高周波磁場駆動装置 15 と静磁場印加電源 16 とに接続されている。また、試料 11 に照射されたレーザー光の透過光、または試料からの発光を検出するための光検出器 14 が、クライオスタット 10 の外部に配置されている。

【0092】

この装置の場合、データ入力、ゲート動作の実行、結果の読みだしは、音響光学効果素子 21 で波長制御された光に電気光学効果素子 22 を作用させて生成されたパルス列を用いて行なった。電気光学効果素子 22 は、入力データ、ゲート動作のプログラム、読みだし操作の情報により発生させた電気信号で制御した。同時に、電気信号で制御されたコイル 12 による磁場も利用した。パルス列は冷凍機で 4 K に冷やされた共振器 13 中の Pr^{3+} に照射され、それに同期して磁場も印加される。さらに必要なタイミングで、結晶 11 からの発光を光検出器 14 によって検出するようにした。

【0093】

アルゴンイオンレーザー励起のリング色素レーザー 20 からの光を多数の分岐に分け、それぞれの分岐に音響光学効果素子 21 と電気光学効果素子 22 とを設けて、それぞれの波長を周波数空間で定義した複数の量子ビットに共鳴させた光パルス列としたところ、3 個以上の多数の量子ビットを用いた量子計算を行うことができた。

【0094】

【発明の効果】

以上説明したように、本発明により以下の効果を実現することができる。

(1) 量子ビットとして 3 準位から構成される物理系を用い、光による量子ビットの操作に際して、3 準位系に 2 波長の光を作用させた場合に誘起されるポピュレーション・トラッピングを利用したアディバティック・パッセージという手法を利用できる。(2) 量子ビットとして、準位間の遷移周波数がお互い異なる物理系を用い、光による量子ビットの操作に際して、操作したい量子ビットの遷

移周波数に光の角周波数を共鳴させることで、個々の量子ビットを独立に操作することが可能となる。(3) 制御NOT動作などの、2量子ビット以上の関わるゲート動作に必要な量子ビット間の結合を、共振器を設け、共通の共振器モードにそれぞれの量子ビットの遷移をカップルさせることで実現する。

【0095】

その結果、量子ビットの空間的位置に全く関係なく周波数領域で量子ビットを区別し定義することが可能で、配線や微細加工を必要とせず、かつ集積度、量子ビットの拡張性が高く、コヒーレンシーも良い実用的な量子計算を可能にすることができる。

【図面の簡単な説明】

【図1】 本発明に係る3準位系に2つの光を照射した場合にポピュレーション・トラッピングが起こる様子の一例を示す図。

【図2】 本発明に係る2波長光の照射によってアディアバティック・パッセージが起こる様子を説明する図。

【図3】 本発明に係る遷移周波数平面上で2波長光と作用してポピュレーション・トラッピングを起こす領域の一例を示す図。

【図4】 本発明に係る2つの物理系と作用する共振器モードおよび2つのレーザーの様子の一例を示す図。

【図5】 本発明の実施例における量子情報処理装置主要部の一例を示す概念図。

【図6】 本発明の実施例における共振器内の $\text{Pr}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ の蛍光励起スペクトルの一例を示す図。

【図7】 本発明の実施例におけるゲート動作の際の2波長光の強度の時間変化の一例を示す図。

【図8】 本発明の実施例における量子計算機のブロック図

【符号の説明】

10…クライオスタット

11…試料

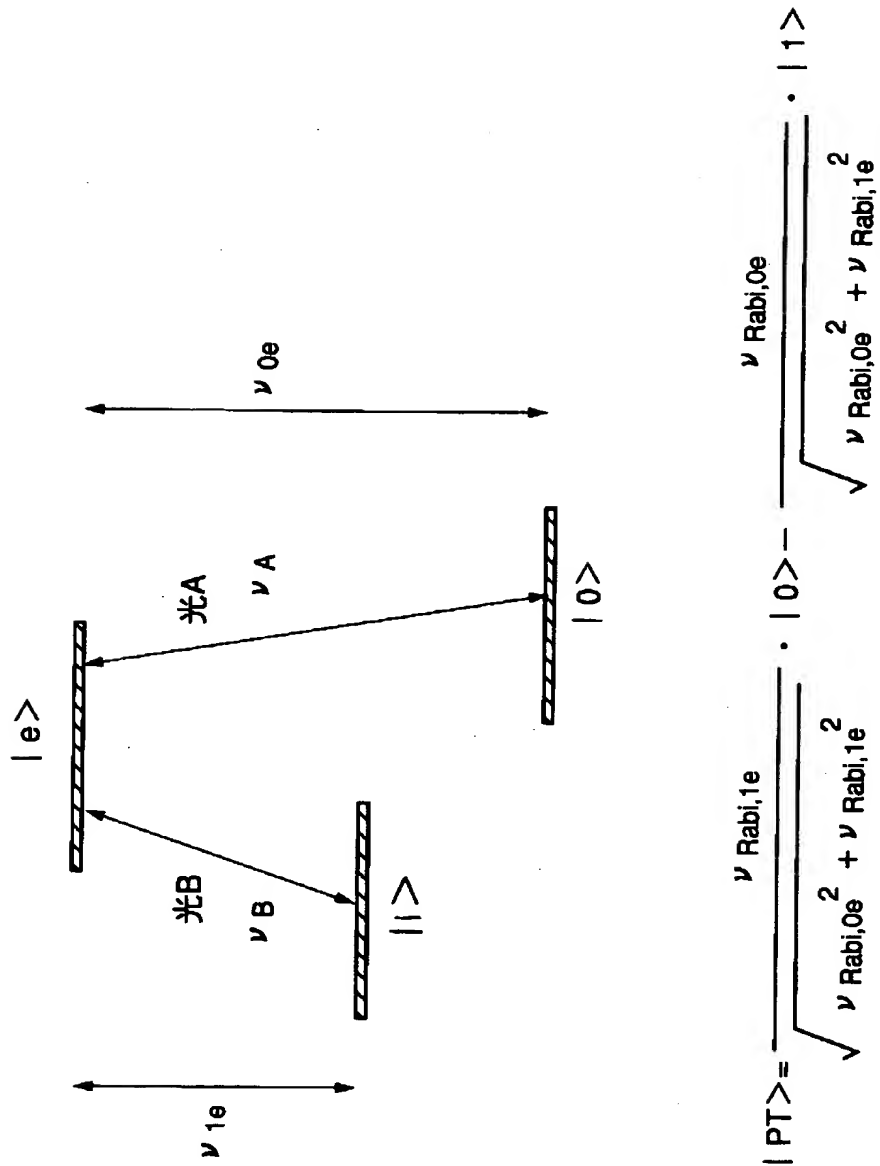
12…コイル

- 1 3 … 共振器
- 1 4 … 光検出器
- 1 5 … パルス高周波磁場駆動装置
- 1 6 … 静磁場印加電源
- 2 0 … 色素レーザー
- 2 1 … 音響光学効果素子
- 2 2 … 電気光学効果素子
- 2 3 … 光学経路

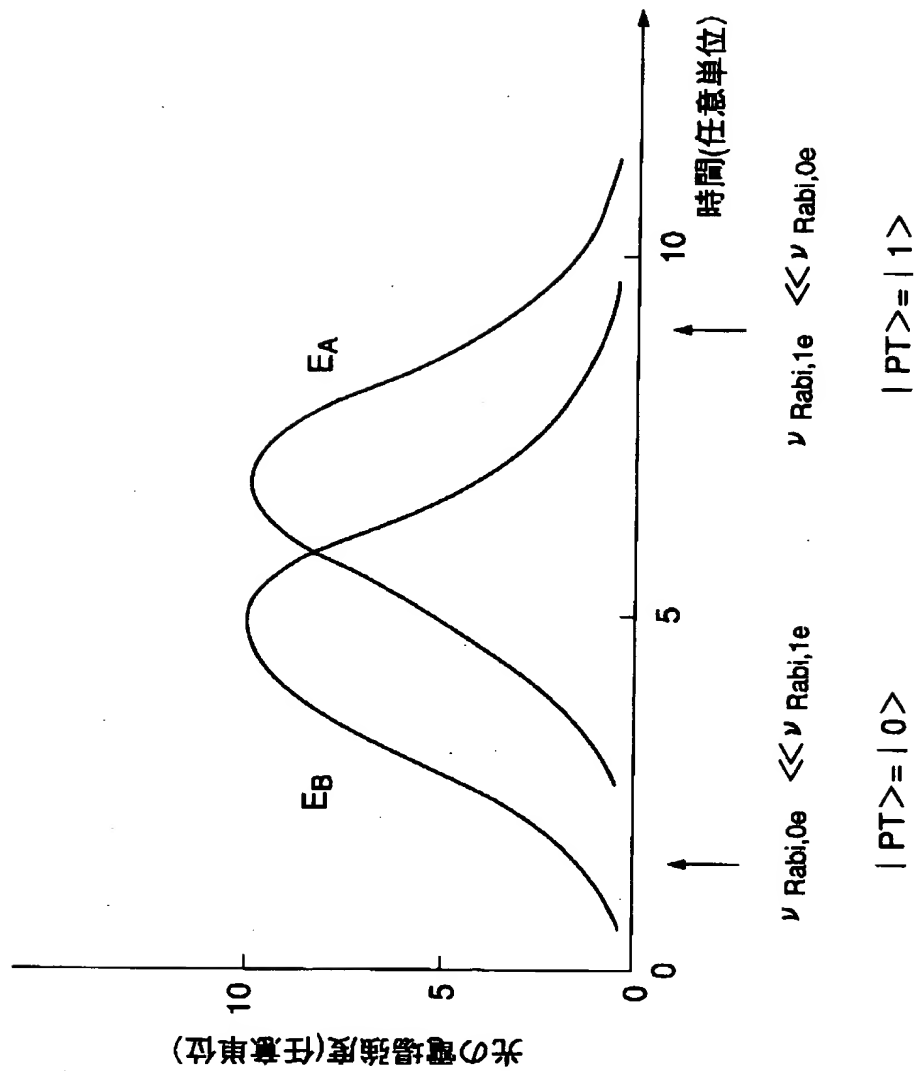
【書類名】

図面

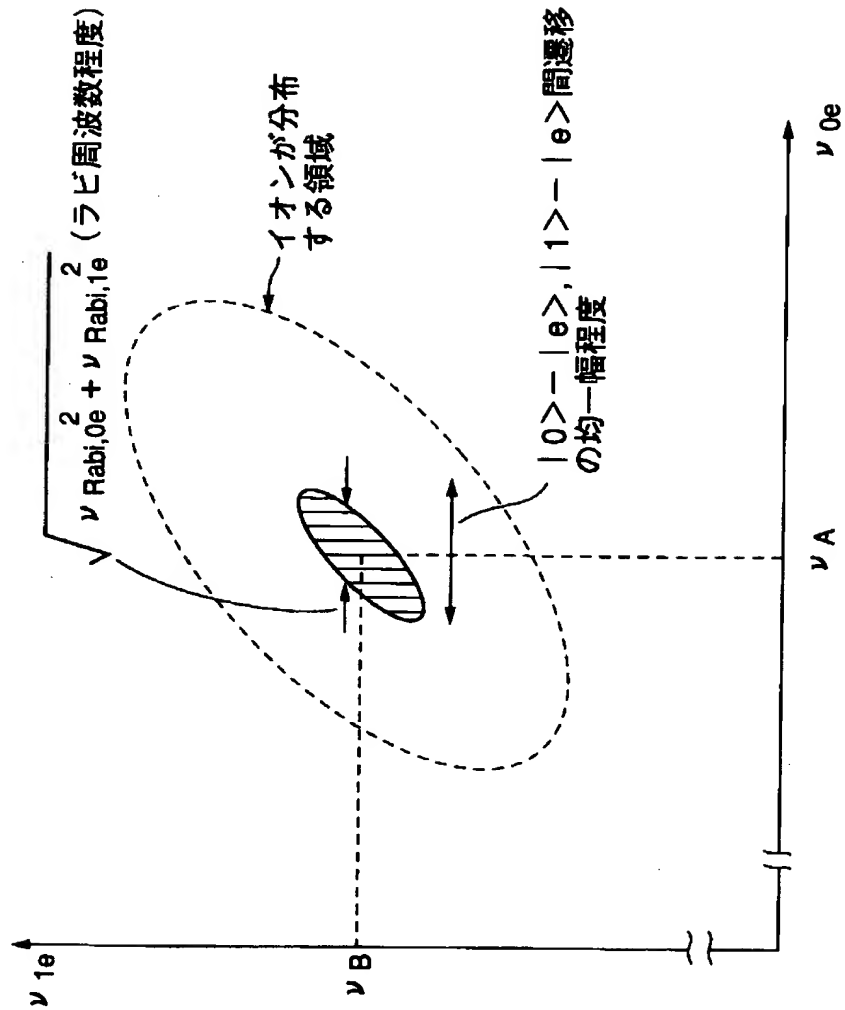
【図 1】



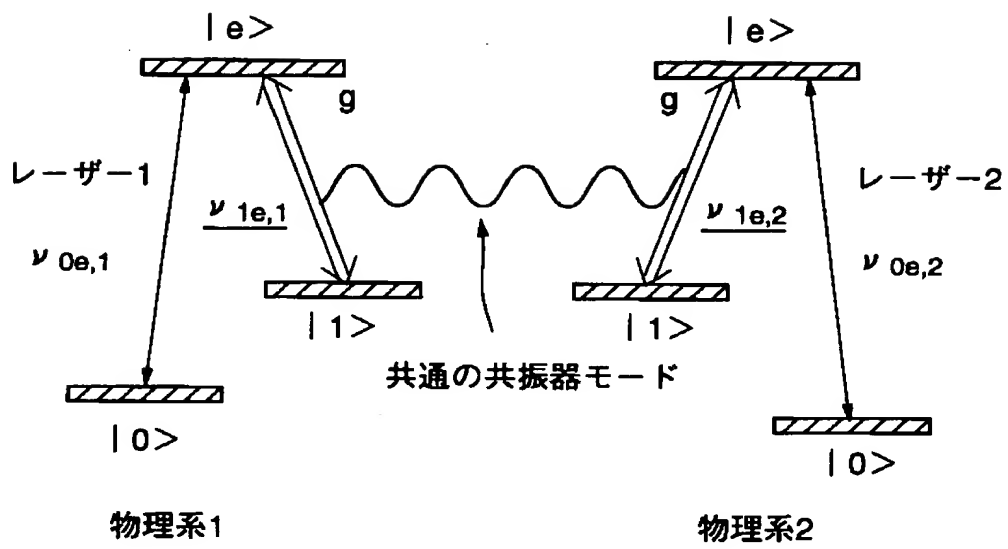
【図 2】



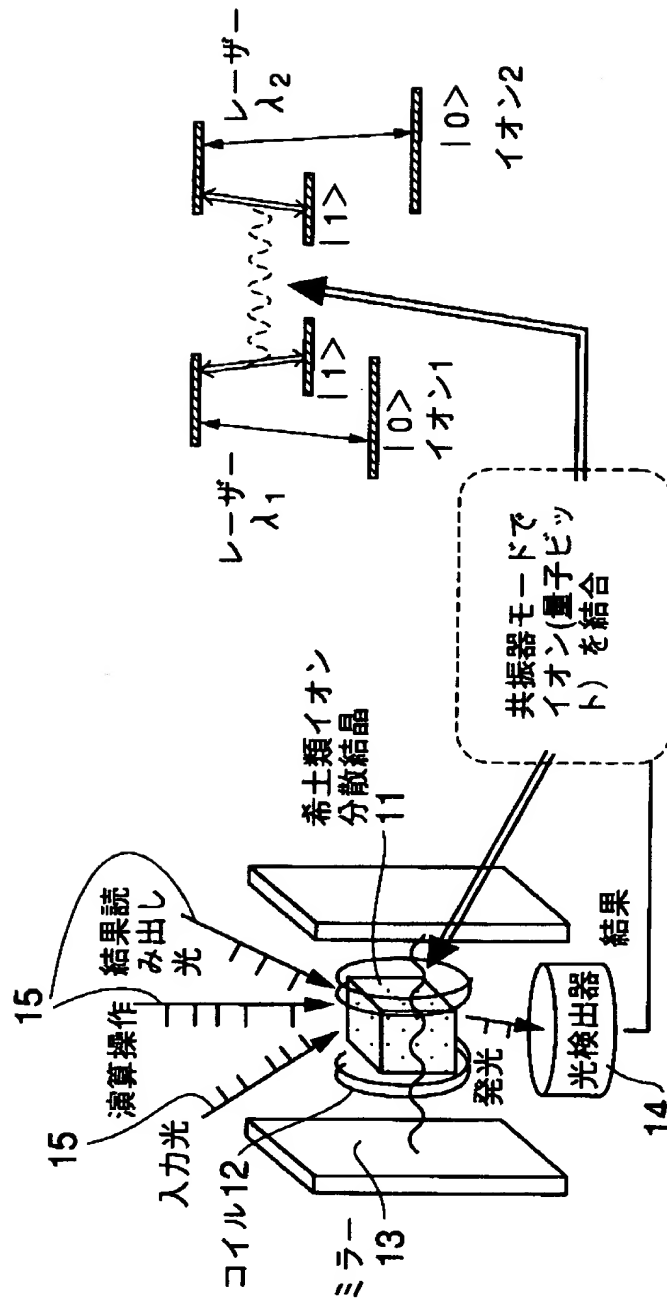
【図 3】



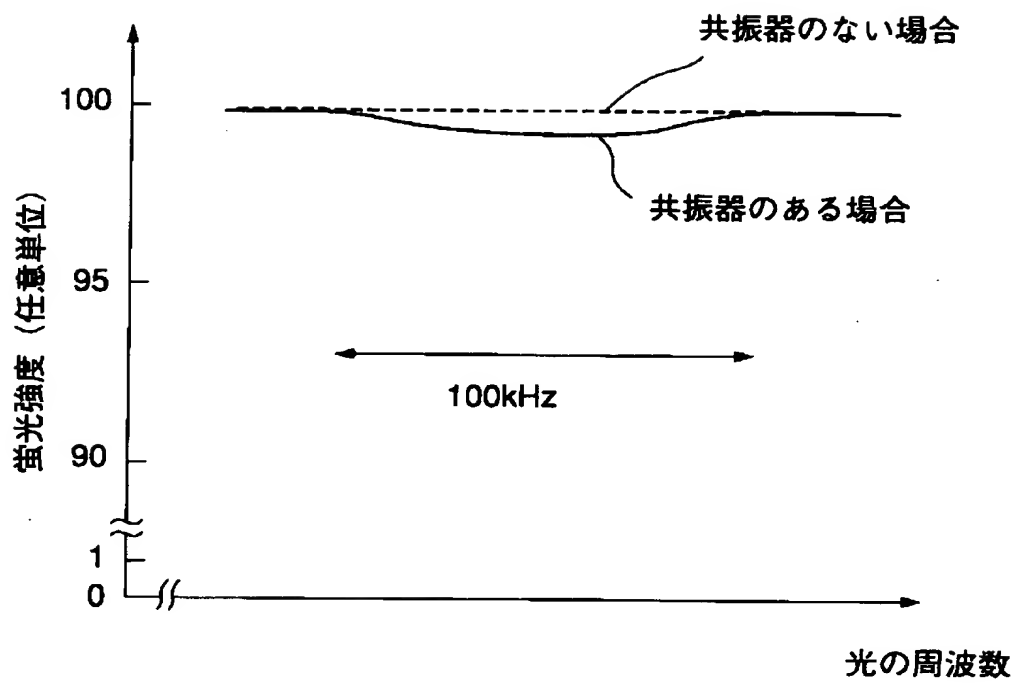
【図 4】



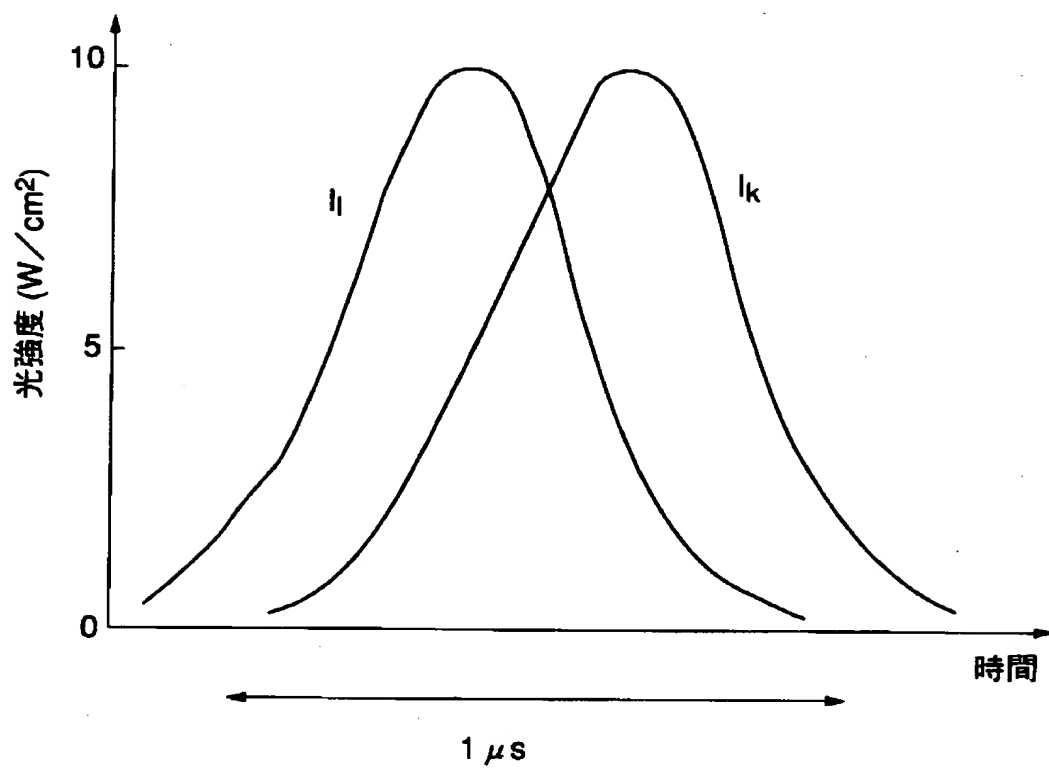
【図 5】



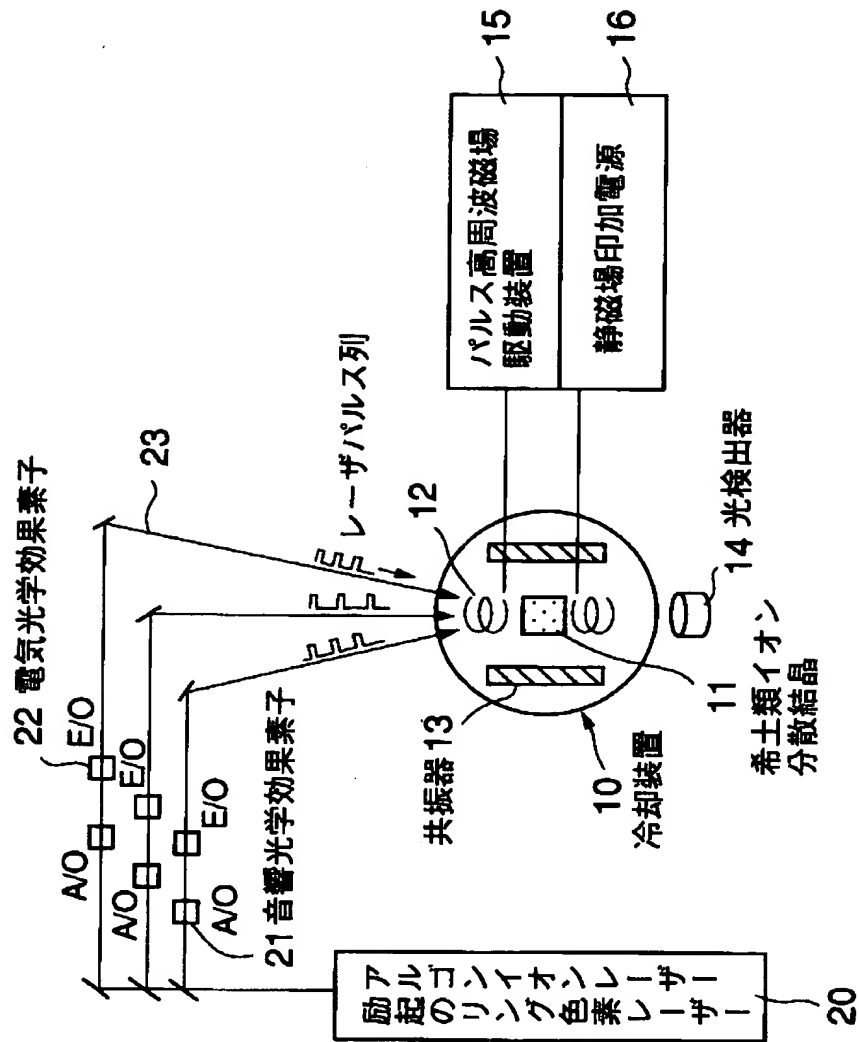
【図 6】



【図 7】



【図 8】



【書類名】 要約書

【要約】

【課題】 空間的位置に全く関係なく周波数領域で量子ビットを区別し定義することが可能で、配線や微細加工を必要とせず、かつ集積度、量子ビットの拡張性が高く、コヒーレンシーも良い実用的な量子情報処理方法を提供する。

【解決手段】 それぞれ 3 つのエネルギー状態を有する複数の物理系の量子状態によって情報を表わし、該情報を処理する方法であって、各物理系は、各エネルギー状態間の遷移のうち 2 つの遷移が光学的に遷移可能であり、残り 1 つの遷移で結ばれる 2 つの状態のどちらか一方で表わされる量子状態、または両方の状態を重ね合わせた量子状態によってビット情報を表わし、少なくとも前記 2 つの遷移の遷移エネルギーに対応する 2 波長のパルス光を時間的に一部重ねて照射して、各物理系または物理系全体の量子状態を変え、パルス光の周波数によって、量子状態を変える物理系を選択することを特徴とする量子情報処理方法。

【選択図】 なし

出 願 人 履 歴 情 報

識別番号 [000003078]

1. 変更年月日	1990年 8月22日
[変更理由]	新規登録
住 所	神奈川県川崎市幸区堀川町72番地
氏 名	株式会社東芝